TITLE:

変形奇数核の回転運動の微視的理論(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

岩崎, 正春

CITATION:
岩崎, 正春. 変形奇数核の回転運動の微視的理論. 京都大学, 1976, 理学博士

ISSUE DATE:
1976-05-24

URL:
https://doi.org/10.14989/doctor.k1736

RIGHT:

京都大学学術情報リポジトリ
KURENAI 紅
Kyoto University Research Information Repository

理
2 30 函
1 − 3

学位申請論文

岩崎正春

主論文

変形奇数核の回転運動の微視的理論

大阪大学基礎工学部数理教室

岩崎正春

概要

変形奇核の回転運動の微視的理論が完全に量子論的に展開される。我々の方法は、対演算子の運動方程式と山村により見出された対演算子間の恒等式を代数的に解くことである。その結果奇核の慣性能率として今までのクランキング計算では考慮されなかった附加項を得た。

§1. 序論

現象論的ボーア模型は偶核のみならず奇核の集団運動に対しても一定の成果を収めた。そこで採用された基本的描像は奇核の運動は芯の自由度とそれに一個加わった核子の自由度だけで記述されるというものであった。更にボーアによって希土類($150 \lesssim A \lesssim 190$)とかアクチナイド領域($A \gtrsim 225$)の様な強く変形した奇核は一核子が芯に強く結合して全体として一つの回転体の様に振舞うことが示された。しかしながら原子核を互に相互作用するＡケのフェルミ粒子系から成るという微視的立場から見ると上の状況は決して自明なことではない。特に一粒子と芯を構成する粒子との間のパウリ効果等は完全に無視されている。

これらの疑問に対してある程度答えたのが変形したハートリー・ボゴリューボフ理論(H-B理論)である。この理論は一定の古典的角速度ωで回転している変形ポテンシャルを仮定する。そしてその中でH-B近似を用いて一粒子(準粒子)状

態を定義し、下かられケの粒子を満たして系の内部状態を作る。その場合ある準位νとその時間反転した準位$\tilde{\nu}$とは縮退しているので必ず2ケづつ対になって詰まって行くから最後に一粒子がフェルミ準位に残る。そしてこの一粒子をボーア模型でいう所の一粒子自由度に対応させる訳である。所がこの理論も次の様な問題点をはらんでいる。(i)一定の角速度で回る一体場という半古典的概念を持ち込んでいる。あるいはωをラグランジュ乗数と解釈するなら附加項$-\omega J_x$によって系の回転不変性が破れている。(ii)変形一体場の準位νと$\tilde{\nu}$が縮退しているので最後の一粒子がどういう状態にあるか不明瞭である。言い換えればH-B理論といえどもボーア模型の一粒子自由度を完全に規定してはいない。

この様な情況にあって山村、西山、グロスは完全に量子論的な偶核の回転運動の微視的理論を展開した。[1] この理論の最も重要な特徴の一つは変形一体場という概念を導入することなく議

論を展開することが可能であるという点である。勿論この様な考えは、いわゆる球形核から変形核への“相転移”を統一的基盤に立って記述しようとする試み(代数的アプローチ)[2]から生じたわけであるが、今の場合奇核の回転運動にとっても有力な方法となり得る。なぜならH-B理論の問題点(ii)はまさに変形一体場の仮定から出て来た問題だからである。従って山村、松崎と共に筆者はH-B理論の欠点を避けつつボーア模型のもっている素朴な描像を完全に量子論的に微視的立場から記述することを試みた(参考論文I[3]以下(I)で引用)。我々は代数的アプローチの一般論に従ってフェルミオン演算子よりむしろ二つのフェルミオン演算子の積で書かれた対演算子を系を記述する基本的量と見なし、それの従う運動方程式(力学的和則)を採用した。それと同時に対演算子の複合性を無視した代償として対演算子間に成立する恒等式(運動学的和則)に注目した。そしてこの二種類の和則を今考えている集団運動を特徴づける部分空間(回転

運動なる回転バンド)の中で解いて系の励起エネルギーとか遷移確率を計算した。(I)では簡単の為、四重極相互作用のみもった単一軌道模型で上記の方法を適用し次の主要な結果を得た。(i)奇核の慣性能率は隣接偶核のそれと同じ値を持つ。(ii) E-2行列要素は運動学的因子を除いて隣接偶核の値とほぼ同じだが、M-1とM-3については一粒子自由度からの影響と思われる附加項が生じる。これらの結果は素朴なボーア模型と合致している。

参考論文II[4]では引き続き山村、松崎と共に(I)の結果(ii)のM-1とM-3行列要素に現われた附加項が議論された。そこでは、我々の理論形式の中でも庄野[5]によって用いられた内部状態の定義を導入することが可能であり、またこうして決めた隣接偶核の内部状態でM-1, M-3の附加項を与える演算子の期待値をとると零になることが示された。このことからM1, M3の附加項が一粒子自由度を反映したものであると伴に、M-1及びM-3の一粒子自由度に相当する演算子表現も明ら

かになった。

次に(I)の結果のうち(i)の方に目を向けてみよう。この結論は確かにH-B理論に基くクランキング公式の中で対相関のない場合と一致している。しかしクランキング公式に於て対相関を考慮すると奇核と隣接偶核の慣性能率の間に有限の差が生じてくる。しかもフェルミ面近傍の粒子はエネルギーギャップの為クランキング公式の値にかなり大きな寄与をする。従って対相関を持った奇核の慣性能率を調べることは、いわゆる一粒子自由度の運動に光をあて、ひいてはH-B理論の問題点(ii)に対しても何らかの情報を引き出すことが期待される。だから問題は(I)の枠内で対相関をいかに取り入れるかということになる。

これに対する第一歩はベリアエフとゼレビンスキー(B-Z理論)[6]によって踏み出された。彼らの議論は偶核に限られてはいたが対相関を取り入れるのに成功した。[*)] しかしながら彼らの理

---

*) 彼らは後に彼らの方法を拡張して奇核の慣性能率を求め通常の結果(6.6)を得た。[7)]

論には次の様な不明瞭な点のあることが山村により指摘された。[8] 即ちB−Zは対演算子の運動方程式の外にH−B理論での一般化された密度行列Kの従う関係式($K^2=K$)に相当するものを持ち込んだ。我々の理論(I)では$K^2=K$の代りの役割を果すのが丁度運動学的和則であった。そこで(I)を対相関も含める様に拡張するには運動学的和則を対相関を表す対演算子をも含むように一般化しなければならない。これは山村によりなされた。[8] この新しい和則は次の二つの著るしい特徴をもっている。(i)ある近似の下でH−B理論の関係$K^2=K$に帰着する。[8] (ii)この和則の一部は既に山村と筆者により球形振動核の基底状態の相関を計算するのに利用された(参考論文III)。[9] 即ち我々が用いる運動学的和則は対演算子によって忘れられたフェルミオンから成る複合性をある程度回復させそれらの間のパウリ効果を考慮し、なおかつ一体場のゆらぎをも正しく評価していることを示唆している。

本論文の主な目的は対相関をもった変形奇核の回転運動の微視的理論を作ることである(発表論文)[10]。理論形式の点では対相関を取り扱う為(I)の粒子—空孔型の対演算子以外に、粒子—粒子及び空孔—空孔型の対演算子をも新たに導入し、それらの運動方程式並びにそれらの間に成立する山村により新しく見出された運動学的和則を設定する。これらの方程式をある仮定の下で解くのであるが、我々がとる仮定とB—Z理論のそれ[6]との間には一つの大きな相違点がある。それはB—Z理論の仮定の一つを奇核にまで適用すると我々の運動学的和則と両立しないことである。換言すればその仮定は奇核の場合では成立しない。我々の理論の中では運動学的和則の為その様な仮定を必要としない。

最後に我々の得た結果について述べてみよう。我々の慣性能率は奇核の通常のクランキング項の外に附加項をもっている。しかも附加項といっても決して小さな量ではない。これはおそらくクランキング公式で残留二体相互作

用から生ずる附加項(偶核では通常ミグダル項[11]と呼ばれる)であろう。しかしながらここで仮定している対力十四重極力模型の様な場合偶核のみならず奇核に於てもこのミグダル項は通常無視されて来た。なぜならこの場合もし一粒子準位νとその時間反転$\tilde{\nu}$が粒子に占有されている確率が同じならミグダル項は零になるからである。所が奇核の場合は、これは決して自明なことでなく、むしろH-B理論の弱点の一つであった(P2を見よ)。この様な情況下にあって我々の代数的方法で奇核の慣性能率についてある零でないミグダル項を導いたことは興味深い。即ちこれは変形一体場という概念を経由しない我々の理論の有用性の一端を示している。また別の観点から見ればこの附加項は変形芯に一ケ粒子が加わったことにより生ずる慣性主軸のゆらぎの効果と密接に関係していることが推測される。その根拠は、この附加項が存在すると必ずそれに伴い、E-2行列要素に単純な回転模型からのずれを与える項が

生ずるからである。いづれにせよ我々の理論が慣性主軸のゆらぎまたは変形—体場のゆらぎに関連した効果を含みうるということは、代数的アプローチの重要な特徴の一つである。

次の節では以後の議論で必要な対演算子の導入、対演算子の力学的並びに運動学的和則を示す。§3で基本的仮定の下での方程式の近似的解法を説明し、§4で第0近似として核の静的量を求める。§5では第1近似の解が回転運動に対応していることを示し、§6で我々の注目している慣性能率を計算する。§7の討論では慣性能率の附加項の物理的意味等を吟味して最後に結論を述べる。

§2. 理論形式

2-1) 対演算子及びハミルトニアン

我々の基本的考えを説明する為次の単純な模型を採用する。即ち奇数個の同種粒子が対相互作用並びに四重極相互作用をしつつ単一軌道系の中を運動しているものとする。初め

に対演算子を導入しよう。

$$\hat{A}^{(\pm)}_{JM} = \frac{1}{2}\left(\hat{A}^{+}_{JM} \pm (-)^{J+M}\hat{A}_{J-M}\right), \quad \hat{B}^{(\pm)}_{JM} = \frac{1}{2}\left(\hat{B}^{+}_{JM} \pm (-)^{J+M}\hat{B}_{J-M}\right) \tag{2.1}$$

但し $\hat{A}^{+}_{JM}$ と $\hat{B}^{+}_{JM}$ は核子の生成及び消滅演算子で次の様に定義されている。

$$\left.\begin{aligned} \hat{A}^{+}_{JM} &= \sum_{mm'} (jm\,jm'|JM)\, C^{+}_{m} C^{+}_{m'}, \\ \hat{B}^{+}_{JM} &= \sum_{mm'} (jm\,jm'|JM)\, C^{+}_{m} (-)^{j+m'} C_{-m'}. \end{aligned}\right\} \tag{2.2}$$

このことから対演算子(2.1)は次の対称性をもつことに注意しよう。

$$\hat{A}^{(\pm)}_{JM} = (-)^{J}\hat{A}^{(\pm)}_{JM}, \quad \hat{B}^{(\pm)}_{JM} = \pm(-)^{J}\hat{B}^{(\pm)}_{JM}. \tag{2.3}$$

従って $\hat{A}^{(\pm)}_{JM}$ と $\hat{B}^{(+)}_{JM}$ は J が奇数のとき、また $\hat{B}^{(-)}_{JM}$ は J が偶数のとき各々零になっている。

我々のハミルトニアンは、これらの対演算子を用いて次の様に表現される。

$$\hat{H} = (\epsilon - \lambda)\hat{N} - \frac{1}{G}\hat{\Delta}^{2} - \frac{1}{2}\chi \sum_{M} \hat{Q}_{M} (-)^{M} Q_{-M}. \tag{2.4}$$

G, χ は対相関力及び四重極力の強さを表わし、$\hat{N}, \hat{\Delta}, \hat{Q}_{M}$ は各々粒子数、ギャップ、四重極演算子を意味している。勿論これらは(2.1)で定義された対演算子と次の関係で結ばれている。

$$\hat{N} = \sqrt{2j+1}\,\hat{B}^{(+)}_{00}, \quad \hat{\Delta} = \frac{G}{2}\sqrt{2j+1}\,\hat{A}^{(+)}_{00}, \quad \hat{Q}_{M} = q\cdot\hat{B}^{(+)}_{2M}. \tag{2.5}$$

2-2) 力学的並びに運動学的和則

以下に述べる二種類の和則を利用することにより我々は今考えている力学系のエネルギー準位とか種々な遷移確率を代数的に計算することが可能となる。一つは分論力学的和則としての運動方程式である。

$$\left.\begin{aligned} [\hat{H}, \hat{A}^{(\mp)}_{JM}]_- &= \hat{P}^{(\pm)}_{JM} \,, \\ [\hat{H}, \hat{B}^{(\mp)}_{JM}]_- &= \hat{Q}^{(\pm)}_{JM} \,, \end{aligned}\right\} \tag{2.6}$$

$$\hat{P}^{(\pm)}_{JM} = 2(\epsilon-\lambda)\hat{A}^{(\pm)}_{JM} - \delta_{J0}\delta_{M0}\frac{1\pm1}{2}\sqrt{2j+1}\,\hat{\Delta} + \frac{1\pm1}{2}[\hat{\Delta}, \hat{B}^{(\mp)}_{JM}]_+$$
$$-\frac{1+(-)^J}{2}\chi q \sum_I Z(2IJ) \sum_{K\Lambda}(IK2\Lambda|JM)[\hat{Q}_\Lambda, \hat{A}^{(\pm)}_{IK}]_+ \,, \tag{2.7a}$$

$$\hat{Q}^{(\pm)}_{JM} = \frac{1\mp1}{2}[\hat{\Delta}, \hat{A}^{(\pm)}_{JM}]_+$$
$$-\frac{1\pm(-)^J}{2}\chi q \sum_I Z(2IJ) \sum_{K\Lambda}(IK2\Lambda|JM)[\hat{Q}_\Lambda, \hat{B}^{(\pm)}_{IK}]_+ \,. \tag{2.7b}$$

ここで $Z(ILJ)$ は次の量を意味する。

$$Z(ILJ) = \sqrt{(2I+1)(2L+1)}\,W(jjIL;Jj).$$

もう一方の和則はハミルトニアンに無関係に成立する対演算子間の恒等式としての運動学的和則である。

$$\left.\begin{aligned} \hat{B}^{(\pm)}_{JM} &= \hat{R}^{(\pm)}_{JM} \,, \\ 0 &= \hat{S}^{(\pm)}_{JM} \,, \end{aligned}\right\} \tag{2.8}$$

$$\hat{R}^{(\pm)}_{JM} = \frac{1}{2}\sum_{IL} Z(ILJ) \sum_{K\Lambda}(IKL\Lambda|JM)\Big\{[\hat{B}^{(\pm)}_{L\Lambda}, \hat{B}^{(\pm)}_{IK}]_+ \pm [\hat{A}^{(\pm)}_{L\Lambda}, \hat{A}^{(\pm)}_{IK}]_+$$

$$+[\hat{B}^{(-)}_{L\Lambda},\hat{B}^{(\mp)}_{IK}]_{+}\mp[\hat{A}^{(-)}_{L\Lambda},\hat{A}^{(\mp)}_{IK}]_{+}\Big\}-\delta_{J0}\delta_{M0}(2j+1)^{-1/2}\sum_{L}\frac{1+(-)^{L}}{2}(2L+1), \tag{2.9a}$$

$$\hat{S}^{(\pm)}_{JM}=\frac{1}{2}\sum_{IL}Z(ILJ)\sum_{K\Lambda}(IKL\Lambda|JM)\Big\{[\hat{B}^{(+)}_{L\Lambda},\hat{A}^{(\pm)}_{IK}]_{+}\mp[\hat{A}^{(+)}_{L\Lambda},\hat{B}^{(\pm)}_{IK}]_{+}$$

$$+[\hat{B}^{(-)}_{L\Lambda},\hat{A}^{(\mp)}_{IK}]_{+}\pm[\hat{A}^{(-)}_{L\Lambda},\hat{B}^{(\mp)}_{IK}]_{+}\Big\}. \tag{2.9b}$$

我々の課題は方程式系(2.6)と(2.8)を以下に述べる近似の下で解くことであり、殊に主なる興味は回転している奇核に及ぼす対相関の効果を調べることである。

2-3) 基本的仮定

ここで次の二つの基本的な仮定を導入しよう。1°)一連の角運動量によって特徴づけられたある状態列(バンド)が存在し、それらは他のすべての状態と結合していない。このバンドに属する各状態を$|\gamma_0; I I_z\rangle$ $(I=I_0, I_0+1, I_0+2, \cdots)$と表わす。$\gamma_0$はそのバンドを指定する量子数、$I$と$I_z$は角運動量とそのz成分を示す。勿論奇核を考えているからIはすべて半整数である。2°)そのバンド内の状態間のエネルギー差は、一(準)粒子のエネルギーに比べて十分小さい。

§3. 方程式の解法

20×20

この節では前記の基本的仮定の下で力学的並びに運動学的和則を解くことを試みる。仮定1°より今考えているバンドは孤立しているから我々の全ヒルベルト空間をそのバンドに限定して良い。従って以後の議論を次式で定義される既約行列要素を用いて進めよう。

$$\left.\begin{aligned}&\langle \gamma_0; I I_z | \hat{T}_{JM} | \gamma_0; I' I'_z \rangle \equiv (I' I'_z J M | I I_z) \langle \gamma_0; I \| \hat{T}_J \| \gamma_0; I' \rangle \\ &\langle \gamma_0; I \| \hat{T}_J \| \gamma_0; I' \rangle \equiv T_J(I I')\end{aligned}\right\}$$

この記法を使うと対演算子の対称性(2.3)は次の様にかける。

$$A_J^{(\pm)}(I I') = \pm (-)^{I-I'} \sqrt{\frac{2I'+1}{2I+1}}\, A_J^{(\pm)}(I' I), \quad B_J^{(\pm)}(I I') = (-)^{I-I'} \sqrt{\frac{2I'+1}{2I+1}}\, B_J^{(\pm)}(I' I) \qquad (3.1)$$

基礎方程式(2.6)と(2.8)は行列要素間の拘束条件(和則)として次の様にかかれる。

$$\left\{\begin{aligned}&\omega_{II'} A_J^{(\mp)}(I I') = P_J^{(\pm)}(I I') && (3.2a)\\ &\omega_{II'} B_J^{(\mp)}(I I') = Q_J^{(\pm)}(I I') && (3.2b)\\ &B_J^{(\pm)}(I I') = R_J^{(\pm)}(I I') && (3.2c)\\ &0 = S_J^{(\pm)}(I I') && (3.2d)\end{aligned}\right.$$

ここで $\omega_{II'}$ は角運動量 I の状態と I' の状態間のエネルギー差を表す。(3.2)の右辺は仮定(i)より中間状態として今考えているバンドに限定出来

から5対演算子の行列要素で表わされる。

$$P_J^{(\pm)}(II') = 2(\epsilon-\lambda)A_J^{(\pm)}(II') - \delta_{J0}\delta_{II'}\frac{1\pm1}{2}\sqrt{2j+1}\,\Delta(II) + (\Delta(II)+\Delta(I'I'))B_J^{(\pm)}(II')$$
$$-\frac{1+(-)^J}{2}\chi q\sum_{LI''}Z(2LJ)\sqrt{(2J+1)(2I''+1)}\Big[W(II'2L;JI'')Q(II'')A_L^{(\pm)}(I''I')$$
$$+W(I'I2L;JI'')(-)^{L+J}A_L^{(\pm)}(II'')Q(I''I')\Big], \qquad (3.3a)$$

$$Q_J^{(\pm)}(II') = \frac{1\mp1}{2}[\Delta(II)+\Delta(I'I')]A_J^{(\pm)}(II')$$
$$-\frac{1\pm(-)^J}{2}\chi q\sum_{LI''}Z(2LJ)\sqrt{(2J+1)(2I''+1)}\Big[W(II'2L;JI'')Q(II'')B_L^{(\pm)}(I''I')$$
$$+W(I'I2L;JI'')(-)^{L+J}B_L^{(\pm)}(II'')Q(I''I')\Big], \qquad (3.3b)$$

$$R_J^{(\pm)}(II') = \frac{1}{2}\sum_{LL'I''}Z(LL'J)\sqrt{(2J+1)(2I''+1)}\Big[W(II'LL';JI'')\{B_L^{(+)}(II'')B_{L'}^{(\pm)}(I''I')$$
$$\pm A_L^{(+)}(II'')A_{L'}^{(\pm)}(I''I') + B_L^{(-)}(II'')B_{L'}^{(\mp)}(I''I') \mp A_L^{(-)}(II'')A_{L'}^{(\mp)}(I''I')\} + (-)^{L+L'+J}W(II'L'L;JI'')$$
$$\times\{B_{L'}^{(\pm)}(II'')B_L^{(+)}(I''I') \pm A_{L'}^{(\pm)}(II'')A_L^{(+)}(I''I') + B_{L'}^{(\mp)}(II'')B_L^{(-)}(I''I') \mp A_{L'}^{(\mp)}(II'')A_L^{(-)}(I''I')\}\Big], \qquad (3.3c)$$

$$S_J^{(\pm)}(II') = \frac{1}{2}\sum_{LL'I''}Z(LL'J)\sqrt{(2J+1)(2I''+1)}\Big[W(II'LL';JI'')\{B_L^{(+)}(II'')A_{L'}^{(\pm)}(I''I') \mp A_L^{(+)}(II'')B_{L'}^{(\pm)}(I''I')$$
$$+B_L^{(-)}(II'')A_{L'}^{(\mp)}(I''I') \pm A_L^{(-)}(II'')B_{L'}^{(\mp)}(I''I')\} + (-)^{L+L'+J}W(II'L'L;JI'')\{A_{L'}^{(\pm)}(II'')B_L^{(+)}(I''I')$$
$$\mp B_{L'}^{(\pm)}(II'')A_L^{(+)}(I''I') + A_{L'}^{(\mp)}(II'')B_L^{(-)}(I''I') \pm B_{L'}^{(\mp)}(II'')A_L^{(-)}(I''I')\}\Big]. \qquad (3.3d)$$

但し偶核の場合[8)]と同様な意味で(2,9a)に含まれていた定数項を無視した。方程式系(3,2)(3,3)は非常に複雑だけれども次の様な手続で近似することが出来る。先ず我々の基本的仮定[2)]によって$\omega_{II'}=0$で近似することが許される。そして(3,2)を解きすべての行列要素を計算する。我々はこれを第0近似と呼ぶ。次に第0近似

の行列要素からの"ずれ"と $\omega_{II'}$ に関して線型化された方程式 (3.2) を解いてエネルギー準位 $\omega_{II'}$ と行列要素の補正を求める(第1近似)。この繰返しにより高次の補正量も同様に求めることが出来る。以上からエネルギー準位と行列要素は次の様に展開される。

$$
\left.
\begin{aligned}
&\omega_{II'} = \omega_{II'}^{(1)} + \cdots\cdots \qquad (\omega_{II'}^{(0)} = 0) \\
&T_J(II') = T_J(II')^{(0)} + T_J(II')^{(1)} + \cdots\cdots
\end{aligned}
\right\} \tag{3.4}
$$

但し肩の数字は近似の次数を示している。

§4. 第0近似

方程式 (3.2) で第0次の量を拾うと、$\omega_{II'}$ を含む項が (3.4) の理由で消え次式を得る。

$$
\begin{cases}
0 = P_J^{(\pm)}(II')^{(0)} & (4.1a) \\
0 = Q_J^{(\pm)}(II')^{(0)} & (4.1b) \\
B_J^{(\pm)}(II')^{(0)} = R_J^{(\pm)}(II')^{(0)} & (4.1c) \\
0 = S_J^{(\pm)}(II')^{(0)} & (4.1d)
\end{cases}
$$

右辺の行列要素の詳細な型は (3.3) で $A_J^{(\pm)}(II')$, $B_J^{(\pm)}(II')$ の行列要素をその零次の量で置き換えたものである。(4.1) は次の解をもっている。

$$\begin{pmatrix} A_J^{(\pm)}(II')^{(0)} \\ B_J^{(\pm)}(II')^{(0)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_J^{(\pm)} \\ b_J^{(\pm)} \end{pmatrix} (I-I_0\,J\,0\,|\,I'-J_0)\,(-)^J \tag{4,2}$$

但し、このとき $\Delta(II)$, $Q(II')$ 及び係数 $a_J^{(\pm)}$, $b_J^{(\pm)}$ は次の方程式の解である。

$$\begin{cases} \Delta(II) = \Delta & (4,3\,a) \\ Q(II') = Q\,(I-I_0\,2\,0\,|\,I'-J_0) & (4,3\,b) \end{cases}$$

及び

$$\begin{cases} 0 = 2(\epsilon-\lambda)\,a_J^{(+)} - \Delta(\delta_{J0}-2b_J^{(+)}) - 2\chi q \sum_I Z(2IJ)(I\,0\,2\,0\,|\,J\,0)\,Q\,a_J^{(+)}, \\ 0 = a_J^{(-)}, \\ b_J^{(+)} = \sum_{IL} Z(ILJ)(I\,0\,L\,0\,|\,J\,0)(a_I^{(+)}a_L^{(+)} + b_I^{(+)}b_L^{(+)} + b_I^{(-)}b_L^{(-)}), \\ b_J^{(-)} = 2\sum_{IL} Z(ILJ)(I\,0\,L\,0\,|\,J\,0)\,b_I^{(-)}b_L^{(+)}, \\ 0 = \sum_{IL} Z(ILJ)(I\,0\,L\,0\,|\,J\,0)\,b_I^{(-)}a_L^{(+)}. \end{cases} \tag{4,4}$$

ここで Δ, Q は後に λ と共に後に決定されるパラメータである。さて方程式 (4,4) を解く為新しい変数を導入しよう。

$$\begin{pmatrix} a_J^{(\pm)} \\ b_J^{(\pm)} \end{pmatrix} \equiv \sum_m (j\,m\,j\,{-m}\,|\,J\,0)\,(-)^{j-m} \begin{pmatrix} a_m^{(\pm)} \\ b_m^{(\pm)} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} a_m^{(\pm)} \\ b_m^{(\pm)} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} a_{-m}^{(\pm)} \\ \pm b_{-m}^{(\pm)} \end{pmatrix}.$$

これらの変数で (4,4) をかき直す。

$$\begin{cases} 2\varepsilon_m\,a_m^{(+)} = \Delta\,(1-2b_m^{(+)}), \\ 0 = a_m^{(-)}, \\ b_m^{(+)} = a_m^{(+)2} + b_m^{(+)2} + b_m^{(-)2}, \\ b_m^{(-)} = 2\,b_m^{(-)}\,b_m^{(+)}, \end{cases} \tag{4,5}$$

$$0 = b_m^{(-)} a_m^{(+)} .$$

但しε_mは次式で定義された量である。

$$\varepsilon_m \equiv (\epsilon-\lambda) - \chi q (j m j{-}m|20)(-)^{j-m} Q \qquad (4.6)$$

方程式(4.5)は各mについて次の二種類の解をもつ。

(i) $b_m^{(-)} = 0$の場合:

$$a_m^{(+)} = \frac{\Delta}{2E_m},\quad b_m^{(+)} = \frac{1}{2}\left(1-\frac{\varepsilon_m}{E_m}\right),\quad a_m^{(-)} = b_m^{(-)} = 0.\quad \left(E_m \equiv \sqrt{\varepsilon_m^2+\Delta^2}\right) \qquad (4.7a)$$

(ii) $b_m^{(-)} \neq 0$の場合:

$$b_m^{(+)} = \frac{1}{2},\quad b_m^{(-)} = \pm\frac{1}{2},\quad a_m^{(\pm)} = 0. \qquad (4.7b)$$

解(i)は偶核の場合の良く知られた関係を与えている。従って解(ii)が対に組まない一粒子自由度の影響を反映したものであろうと推測される。特に強調すべきことは通常のH−B理論と対照的に我々の運動学的和則は解(i)と伴に解(ii)もまた含みうるということである。これはH−B理論の$K^2=K$の関係を一般化した運動学的和則の優れた点である。しかし以上ですべての0次量がきまった訳ではない。なぜなら各mに対して二つの解(i)(ii)のどちらを選んでも方程式(4.5)をみたすからである。この問題に

ついては§6で改めて触れる。

§5. 第1近似

次に近似を上げて1次の量を問題にする。基礎方程式(3.2)は(3.4)を用いて次の様にかける。

$$\begin{cases} \omega_{II'}{}^{(1)} A_J^{(\mp)}(II')^{(0)} = P_J^{(\pm)}(II')^{(1)}, & (5.1a) \\ \omega_{II'}{}^{(1)} B_J^{(\mp)}(II')^{(0)} = Q_J^{(\pm)}(II')^{(1)}, & (5.1b) \\ B_J^{(\pm)}(II')^{(1)} = R_J^{(\pm)}(II')^{(1)}, & (5.1c) \\ 0 = S_J^{(\pm)}(II')^{(1)}, & (5.1d) \end{cases}$$

ここで一次の量2つの積は小さいとして無視した。(5.1)の右辺は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} P_J^{(\pm)}(II')^{(1)} = {} & 2(\epsilon-\lambda) A_J^{(\pm)}(II')^{(1)} + (1\pm1)\Delta B_J^{(+)}(II')^{(1)} \\ & - \frac{1+(-)^J}{2} \chi q \sum_{LI''} Z(2LJ)(2I''+1)\sqrt{\frac{2J+1}{2I+1}}(-)^{I''-I}\Big[W(II'2L;JI'') \\ & \times\Big\{(I''-I_0 20|I-I_0) Q A_L^{(\pm)}(I''I')^{(1)} + (I''-I_0 L0|I'-I_0)\, a_L^{(\pm)} \tilde{Q}(I''I)\Big\} \pm (I\leftrightarrow I')\Big], \end{aligned} \tag{5.2a}$$

$$\begin{aligned} Q_J^{(\pm)}(II')^{(1)} = {} & (1\mp1)\Delta A_J^{(-)}(II')^{(1)} - \frac{1\mp(-)^J}{2} \chi q \sum_{LI''} Z(2LJ)(2I''+1)\sqrt{\frac{2J+1}{2I+1}}(-)^{I''-I} \\ & \times\Big[W(II'2L;JI'')\Big\{(I''-I_0 20|I-I_0) Q B_L^{(\pm)}(I''I')^{(1)} + (I''-I_0 L0|I'-I_0)\, b_L^{(\pm)} \tilde{Q}(I''I)\Big\} \pm (I\leftrightarrow I')\Big], \end{aligned} \tag{5.2b}$$

$$\begin{aligned} R_J^{(\pm)}(II')^{(1)} = {} & \sum_{LL'I''} Z(LL'J)(-)^I \sqrt{\frac{(2J+1)(2I''+1)}{2I+1}}\Big[(-)^{-I'}\sqrt{2I'+1}\, W(II'LL';JI'')(I'-I_0 L'0|I''-I_0) \\ & \times\Big\{ b_{L'}^{(+)} B_L^{(\pm)}(I''I)^{(1)} \pm a_{L'}^{(+)} A_L^{(\pm)}(I''I)^{(1)} + b_{L'}^{(-)} B_L^{(\mp)}(I''I)^{(1)}\Big\} + (I\leftrightarrow I')\Big], \end{aligned} \tag{5.2c}$$

$$\begin{aligned} S_J^{(\pm)}(II')^{(1)} = {} & \sum_{LL'I''} Z(LL'J)(-)^I \sqrt{\frac{(2J+1)(2I''+1)}{2I+1}}\Big[(-)^{-I'}\sqrt{2I'+1}\, W(II'LL';JI'')(I'-I_0 L'0|I''-I_0) \\ & \times\Big\{ b_{L'}^{(+)} A_L^{(\pm)}(I''I)^{(1)} \mp a_{L'}^{(+)} B_L^{(\pm)}(I''I)^{(1)} + b_{L'}^{(-)} A_L^{(\mp)}(I''I)^{(1)}\Big\} \mp (I\leftrightarrow I')\Big]. \end{aligned} \tag{5.2d}$$

20×20

記号$(I \leftrightarrow I')$は先行項のIとI'を入れ換えた項を指す。(5.1)は線型斉次方程式故、任意定数因子を除いて解は完全に求まる。実際次の回転準位をもつ解が見出される。

$$\omega_{II'}^{(1)} = \frac{1}{2\mathcal{J}}\left[I(I+1) - I'(I'+1)\right], \tag{5.3}$$

$$\begin{aligned}\begin{pmatrix} A_J^{(\pm)}(II')^{(1)} \\ B_J^{(\pm)}(II')^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\alpha}_J^{(\pm)} \\ \tilde{\beta}_J^{(\pm)} \end{pmatrix} \Big[&(-)^J \sqrt{(I'+I_0)(I'-I_0+1)}\,(I-I_0\,J\,1|I'-I_0+1) \\ &\mp \sqrt{(I'-I_0)(I'+I_0+1)}\,(I-I_0\,J\,-1|I'-I_0-1) - \frac{(-)^J \mp 1}{2}\sqrt{J(J+1)}\,(I-I_0\,J\,0|I'-I_0)\Big].\end{aligned} \tag{5.4}$$

(5.3)の$\mathcal{J}$は前述の不定定数であり物理的には系の慣性能率を意味する。但し(5.4)の解をもつ為には$Q(II')$が新たなI, I'依存性をもった項をもち各係数は次の方程式を満足する必要がある。

$$\begin{aligned} Q(II') = Q\,(I-I_0\,2\,0|I'-I_0) + \tilde{Q}\Big[&\sqrt{(I'+I_0)(I'-I_0+1)}\,(I-I_0\,2\,1|I'-I_0+1) \\ &- \sqrt{(I'-I_0)(I'+I_0+1)}\,(I-I_0\,2\,-1|I'-I_0-1)\Big], \end{aligned} \tag{4.3b$'$}$$

及び

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{\sqrt{J(J+1)}}{2\mathcal{J}}\begin{pmatrix} 0 \\ a_J^{(+)} \end{pmatrix} = -2(\epsilon-\lambda)\,\tilde{\alpha}_J^{(\pm)} - 2\Delta\begin{pmatrix} \tilde{\beta}_J^{(+)} \\ 0 \end{pmatrix} \\ &\qquad + (1+(-)^J)\,\chi q \sum_L Z(2LJ)\Big[(L120|J1)\,Q\,\tilde{\alpha}_L^{(\pm)} + (L021|J1)\,a_L^{(+)}\begin{pmatrix} \tilde{Q} \\ 0 \end{pmatrix}\Big], \\ &\frac{\sqrt{J(J+1)}}{2\mathcal{J}}\,b_J^{(\mp)} = -2\Delta\begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{\alpha}_J^{(-)} \end{pmatrix} \\ &\qquad - (1\mp(-)^J)\,\chi q \sum_L Z(2LJ)\Big[(L120|J1)\,Q\,\tilde{\beta}_L^{(\pm)} + (L021|J1)\,b_L^{(\pm)}\,\tilde{Q}\Big], \\ &\tilde{\beta}_J^{(\pm)} = (1\pm(-)^J)\sum_{LL'} Z(LL'J)(L'0L1|J1)\left(b_{L'}^{(+)}\tilde{\beta}_L^{(\pm)} + a_{L'}^{(+)}\tilde{\alpha}_L^{(\pm)} + b_{L'}^{(-)}\tilde{\beta}_L^{(\mp)}\right), \end{aligned}\right. \tag{5.5}$$

20×20

$$\left\{\begin{aligned}
0 &= (1-(-)^J)\sum_{LL'} Z(LL'J)(L'0L1|J1)\left(b_{L'}^{(\pm)}\tilde{\alpha}_L^{(\pm)} - a_{L'}^{(\pm)}\tilde{\beta}_L^{(\pm)} - b_{L'}^{(-)}\tilde{\alpha}_L^{(\mp)}\right),\\
\beta_J^{(\pm)} &= (1\pm(-)^J)\sum_{LL'} Z(LL'J)(L'0L0|J0)\left(b_{L'}^{(\pm)}\beta_L^{(\pm)} + a_{L'}^{(\pm)}\alpha_L^{(\pm)} + b_{L'}^{(-)}\beta_L^{(\mp)}\right),\\
0 &= (1-(-)^J)\sum_{LL'} Z(LL'J)(L'0L0|J0)\left(a_{L'}^{(\pm)}\beta_L^{(-)} + b_{L'}^{(-)}\alpha_L^{(\pm)}\right).
\end{aligned}\right.$$

ここで $\tilde{Q}$ は Δ, Q 同様に後に決定されるべきパラメータである。さて線型方程式 (5.5) を解いて $\tilde{\alpha}_J^{(\pm)}$, $\tilde{\beta}_J^{(\pm)}$ を決定しよう。その為零次のときの様に新しい変数を導入する。

$$\begin{pmatrix}\alpha_J^{(\pm)}\\ \beta_J^{(\pm)}\end{pmatrix} = \sum_m (j\,m\,j\,{-m}|J0)(-)^{j-m}\begin{pmatrix}\alpha_m^{(\pm)}\\ \beta_m^{(\pm)}\end{pmatrix}, \qquad \begin{pmatrix}\alpha_m^{(\pm)}\\ \beta_m^{(\pm)}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\alpha_{-m}^{(\pm)}\\ \pm\beta_{-m}^{(\pm)}\end{pmatrix}, \tag{5.6a}$$

$$\begin{pmatrix}\tilde{\alpha}_J^{(\pm)}\\ \tilde{\beta}_J^{(\pm)}\end{pmatrix} = \sum_m (j\,{-m}\,j\,m{+1}|J1)\begin{pmatrix}\tilde{\alpha}_m^{(\pm)}\\ \tilde{\beta}_m^{(\pm)}\end{pmatrix}, \qquad \begin{pmatrix}\tilde{\alpha}_m^{(\pm)}\\ \tilde{\beta}_m^{(\pm)}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}-\tilde{\alpha}_{-m-1}^{(\pm)}\\ \mp\tilde{\beta}_{-m-1}^{(\pm)}\end{pmatrix}. \tag{5.6b}$$

これらの変数で (5.5) を書き直す。

$$\left\{\begin{aligned}
&\frac{1}{2\gamma}(-)^{j-m}\sqrt{(j-m)(j+m+1)}\left(a_m^{(+)} - a_{m+1}^{(+)}\right) = (\varepsilon_m + \varepsilon_{m+1})\tilde{\alpha}_m^{(-)},\\
&\frac{1}{2\gamma}(-)^{j-m}\sqrt{(j-m)(j+m+1)}\left(b_m^{(\mp)} - b_{m+1}^{(\mp)}\right) = \mp(\varepsilon_m - \varepsilon_{m+1})\tilde{\beta}_m^{(\pm)} + 2\begin{pmatrix}0\\ \Delta\end{pmatrix}\tilde{\alpha}_m^{(-)}\\
&\qquad\qquad - \chi g\,(j\,{-m}\,j\,m{+1}|21)\left(b_m^{(\pm)} - b_{m+1}^{(\pm)}\right)\tilde{Q},\\
&\tilde{\beta}_m^{(\pm)} = \left(b_m^{(+)} + b_{m+1}^{(+)}\right)\tilde{\beta}_m^{(\pm)} \pm \left(a_m^{(+)} \pm a_{m+1}^{(+)}\right)\tilde{\alpha}_m^{(\pm)} - \left(b_m^{(-)} + b_{m+1}^{(-)}\right)\tilde{\beta}_m^{(\mp)},\\
&0 = \left(b_{m+1}^{(+)} - b_m^{(+)}\right)\tilde{\alpha}_m^{(\pm)} \pm \left(a_m^{(+)} \mp a_{m+1}^{(+)}\right)\tilde{\beta}_m^{(\pm)} + \left(b_m^{(-)} + b_{m+1}^{(-)}\right)\tilde{\alpha}_m^{(\mp)}.
\end{aligned}\right. \tag{5.7}$$

この方程式は容易に解け次の解を得る。

$$\left\{\begin{aligned}
\tilde{\alpha}_m^{(+)} &= \frac{1}{2\gamma}(\varepsilon_m - \varepsilon_{m+1})^{-1}\Big[2\chi g\gamma\tilde{Q}(j\,{-m}\,j\,m{+1}|21)\left(a_{m+1}^{(+)} - a_m^{(+)}\right)\\
&\qquad + 2\Delta(-)^{j-m}\sqrt{(j-m)(j+m+1)}(\varepsilon_m + \varepsilon_{m+1})^{-1}\left(b_m^{(-)} - b_{m+1}^{(-)}\right)\Big],\\
\tilde{\alpha}_m^{(-)} &= \frac{1}{2\gamma}(\varepsilon_m + \varepsilon_{m+1})^{-1}\Big[(-)^{j-m}\sqrt{(j-m)(j+m+1)}\left(a_m^{(+)} - a_{m+1}^{(+)}\right)\Big],\\
\tilde{\beta}_m^{(+)} &= \frac{1}{2\gamma}(\varepsilon_m - \varepsilon_{m+1})^{-1}\Big[(-)^{j-m}\sqrt{(j-m)(j+m+1)}\left(b_{m+1}^{(-)} - b_m^{(-)}\right)
\end{aligned}\right. \tag{5.8}$$

$$
\begin{cases}
\quad + 2\chi q \mathfrak{g} \tilde{Q} (j\text{-}m\; j\, m{+}1|21)(b^{(+)}_{m+1} - b^{(+)}_{m})\Big], \\
\tilde{\beta}^{(-)}_{m} = \frac{1}{2\mathfrak{g}}(\varepsilon_m - \varepsilon_{m+1})^{-1}\Big[(-)^{j-m}\sqrt{(j-m)(j+m+1)}\left\{(b^{(+)}_{m} - b^{(+)}_{m+1}) + 2\Delta(\varepsilon_m + \varepsilon_{m+1})^{-1}(a^{(+)}_{m+1} - a^{(+)}_{m})\right\} \\
\quad + 2\chi q \mathfrak{g} \tilde{Q} (j\text{-}m\; j\, m{+}1|21)(b^{(-)}_{m} - b^{(-)}_{m+1})\Big].
\end{cases}
$$

以上で一次のすべての量がλ, Δ, Qに加え$\mathfrak{g}$, $\tilde{Q}$の関数として求まった訳である。

§6. 慣性能率と遷移行列要素の決定

先ず初めに弟零近似で提起された二種の解(4.7a,b)について考えよう。そこでも述べた様に解(ii)が対に組まない一粒子の運動を表わすとして簡単の為一対の準位$\pm m$のみが解(ii)に対応し他の準位はすべて解(i)をもつと仮定する。この仮定により残された未知量λ, Δ, Q, $\mathfrak{g}$, $\tilde{Q}$は以下で述べる様な"つじつまの合った方法"で決定される。

系の角動量と四重極能率は各々$\sqrt{\frac{1}{3}j(j+1)(2j+1)}\,\hat{B}^{(-)}_{1M}$と$q\cdot\hat{B}^{(+)}_{2M}$と対演算子で表現されるが、対演算子の行列要素は既に一次の量まで知っているから次の関係式を得る。

$$\sqrt{I(I+1)}\,\delta_{II'} = \sqrt{\tfrac{1}{3}j(j+1)(2j+1)}\left[B^{(-)}_{1}(II')^{(0)} + B^{(-)}_{1}(II')^{(1)}\right], \tag{6.1a}$$

$$\tilde{Q}\left[\sqrt{(I'+I_0)(I'-I_0+1)}\,(I-I_0 2 1|I'-I_0+1)-\sqrt{(I'-I_0)(I'+I_0+1)}\,(I-I_0 2-1|I'-I_0-1)\right]=g\cdot B_2^{(+)}(II')^{(1)} \qquad (6.1b)$$

(6.1)の右辺に(4.2), (5.4)を代入すると次の方程式を得る。

$$I_0 = 2m\, b_m^{(-)}\ , \qquad (m>0) \qquad (6.2a)$$

$$1 = -\sum_m (-)^{j-m}\sqrt{(j-m)(j+m+1)}\,\tilde{\beta}_m^{(-)}\ , \qquad (6.2b)$$

$$\tilde{Q} = g\cdot\tilde{\beta}_2^{(+)}\ . \qquad (6.2c)$$

(6.2a)と(4.7b)を組み合わせると、

$$m = I_0\ , \quad b_{\pm I_0}^{(-)} = \pm\frac{1}{2} \qquad (6.3)$$

を得る。この結果は次の様に解釈される。即ちバンドの最低スピンI_0は奇準粒子の角運動量の対称軸への射影mに等しいという通常の回転模型の描像を支持している。(6.2b)は慣性能率の値を与える。(5.8)を(6.2b)へ代入すると

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 + \mathcal{J}_1\ ,$$

$$\mathcal{J}_0 \equiv \frac{1}{2}\sum_m (j-m)(j+m+1)\frac{E_m E_{m+1}-\varepsilon_m\varepsilon_{m+1}-\Delta^2}{2E_mE_{m+1}(E_m+E_{m+1})}$$
$$+\frac{1}{2}\sum_{m=\pm I_0}\frac{(j-m)(j+m+1)}{2E_mE_{m+1}}\left[\frac{E_mE_{m+1}+\varepsilon_m\varepsilon_{m+1}+\Delta^2}{E_{m+1}-E_m}-\frac{E_mE_{m+1}-\varepsilon_m\varepsilon_{m+1}-\Delta^2}{E_{m+1}+E_m}\right], \qquad (6.4)$$

$$\mathcal{J}_1 \equiv \chi g\tilde{Q}\sum_{m=\pm I_0}(-)^{j-I_0}\sqrt{(j-m)(j+m+1)}\,(j-m\, j\, m+1|2 1)\frac{1}{\varepsilon_{m+1}-\varepsilon_m}\ . \qquad (6.5)$$

となり、$\mathcal{J}_0$が丁度奇核のクランキング公式に一致している。その第一項が芯の慣性能率を表わし、他の項が奇準粒子の影響を示してい

る。更に興味深いのは通常のクランキング計算では今迄無視されて来た附加項$\mathcal{X}_1$が存在する。この項がまさに§1で述べたミグダル項[11]の奇核の場合への拡張になっているものと思われる。$\mathcal{X}_1$については次の節で少し詳しく議論する。三番目の式(6.2c)に(5.8)を代入することにより$\tilde{Q}$は次式で与えられる。

$$\tilde{Q}=\frac{q\cdot\sum_m\sqrt{(j-m)(j+m+1)/2}\,(j\,m+1\,j\,-m|2\,1)(-)^{j-m}(\varepsilon_{m+1}-\varepsilon_m)^{-1}(b^{(-)}_{m+1}-b^{(-)}_m)}{1+\chi q\sum_m(j\,m+1\,j\,-m|2\,1)^2(\varepsilon_{m+1}-\varepsilon_m)^{-1}(b^{(+)}_{m+1}-b^{(+)}_m)} \tag{6.6}$$

最後にλ, Δ, Qの決め方を述べよう。今迄述べた零次と一次近似の枠内ではこれらの値を決めることは出来ない。なぜならもしこの近似の段階で(2.5)よりこれらの値を求めると、(6.6)によって与えられる$\tilde{Q}$の値は無限大になる。従ってもし(2.5)の関係を利用してλ, Δ, Qを決定しようとすると必然的に我々は次の近似の段階へ進まねばならない。実際二次の量迄含めると上記の無限大はなくなり有限な量になることが容易に分る。(2.5)式の右辺に我々の方法で求めた行列要素を代入することによりλ, Δ, Qを決定する次の方程式を得る。

$$
\left\{
\begin{aligned}
n &= \sum_{m\neq\pm I_0} \frac{1}{2}\left(1-\frac{\varepsilon_m}{E_m}\right) + 1 + \sum_m \beta_m^{(+)} , \\
\frac{4}{G} &= \sum_{m\neq\pm I_0} \frac{1}{E_m} + \frac{2}{\Delta}\sum_m \alpha_m^{(+)} , \\
Q &= q\cdot\sum_{m\neq\pm I_0} (jmj-m|20)(-)^{j-m}\frac{1}{2}\left(1-\frac{\varepsilon_m}{E_m}\right) + q(jI_0j-I_0|20)(-)^{j-I_0} \\
&\quad + \sum_m (jmj-m|20)(-)^{j-m}\beta_m^{(+)} .
\end{aligned}
\right.
$$

ここで$\alpha_m^{(+)}$, $\beta_m^{(+)}$は$a_m^{(+)}$, $b_m^{(+)}$に対する二次の補正量を各々表わしている。これらの式は通常のH−B理論からの拡張と見做すことも出来る。勿論$\alpha_m^{(+)}$, $\beta_m^{(+)}$は第一近似の場合と同じ手続で解くことが出来る。

§7. 討　論

7−1) 附加項$\mathcal{J}_1$の物理的意味

我々の理論の最も重要な帰結の一つは慣性能率に今迄の理論では無視された新しい寄与$\mathcal{J}_1$の存在を示したことである。ここではこの項のもっている物理的意味をもう少し詳しく調べよう。先ず§§3、4で偶核のときすべて零であったb_mのうち零でない対$\pm I_0$が少くとも一つ存在することが指摘された。しかもこの為に(5.8)と(6.5)より$\mathcal{J}_1$が生じたことになっている。一方

(6.3)の$b^{(-)}_{\pm I_0}=\pm\frac{1}{2}$をH−B理論で解釈すると$m=I_0$は占有され$m=-I_0$が空の状態であることを示唆している。このことは§1で述べたミグダル項が生ずる条件と合致している。

次に我々の理論をボーア模型の言葉で解釈しよう。そこで力学的並びに運動学的和則を満たす対演算子は、D−関数及びそれに作用する角運動量演算子で表現することが可能であるという林、山村[12]による研究の奇核への拡張を試みる。実際次の様に表現された$\hat{A}^{(\pm)}_{JM}$, $\hat{B}^{(\pm)}_{JM}$は我々の力学的並びに運動学的和則(2.6)と(2.8)を満たしていることが確かめられる。

$$\begin{pmatrix}\hat{A}^{(+)}_{JM}\\ \hat{B}^{(+)}_{JM}\end{pmatrix}\to\begin{pmatrix}a^{(+)}_J\\ b^{(+)}_J\end{pmatrix}D^{(J)}_{M0}(\theta)+\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\alpha^{(+)}_J\\ \tilde{\beta}^{(+)}_J\end{pmatrix}\left\{[\hat{I}_1, D^{(J)}_{M1}(\theta)]_+ + [\hat{I}_{-1}, D^{(J)}_{M-1}(\theta)]_+\right\}, \quad (7.1a)$$

$$\begin{pmatrix}\hat{A}^{(-)}_{JM}\\ \hat{B}^{(-)}_{JM}\end{pmatrix}\to\begin{pmatrix}0\\ b^{(-)}_J\end{pmatrix}D^{(J)}_{M0}(\theta)+\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\alpha^{(-)}_J\\ \tilde{\beta}^{(-)}_J\end{pmatrix}\left\{[\hat{I}_1, D^{(J)}_{M1}(\theta)]_+ \mp [\hat{I}_{-1}, D^{(J)}_{M-1}(\theta)]_+\right\}. \quad (7.1b)$$

ここで$D^{(J)}_{M\mu}(\theta)$, I_Kは次の交換関係に従う。

$$\begin{cases}[D^{(J)}_{M\mu}, D^{(I)}_{K\nu}]_- = 0, \quad [\hat{I}_K, \hat{I}_\nu]_- = -\sqrt{2}\sum_\mu (1\nu 1K|1\mu)\hat{I}_\mu, \\ [\hat{I}_K, D^{(J)}_{M\mu}]_- = \sqrt{J(J+1)}\sum_\nu (J\nu 1K|J\mu)D^{(J)}_{M\nu}.\end{cases}$$

また(7.1)の右辺の係数は既に我々の得た値をとるものとする。ここで比較の為林、山村による偶核の同様な表現をかく[12]。

$$\begin{pmatrix}\hat{A}^{(+)}_{JM}\\ \hat{B}^{(+)}_{JM}\end{pmatrix} \to \begin{pmatrix}a'^{(+)}_{J}\\ b'^{(+)}_{J}\end{pmatrix} D^{(J)}_{M0}(\theta) \quad , \tag{7.2a}$$

$$\begin{pmatrix}\hat{A}^{(-)}_{JM}\\ \hat{B}^{(-)}_{JM}\end{pmatrix} \to + \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\tilde{\alpha}'^{(-)}_{J}\\ \beta'^{(-)}_{J}\end{pmatrix}\left\{ [\hat{I}_1, D^{(J)}_{M1}]_+ \mp [\hat{I}_{-1}, D^{(J)}_{M-1}]_+ \right\}. \tag{7.2b}$$

(7.1)と(7.2)を比べると(7.1)は(7.2)になり新しい項を含んでいる。これがまさに一粒子自由度によって引き起された影響と見ることが出来る。その代表例として$\hat{B}^{(+)}_{2M}$を考えてみよう。$\hat{B}^{(+)}_{2M}$が系の四重極演算子に対応することに注目すると、偶核の(7.2a)は次の良く知られた内部座標系を定義するボーアの関係式と見なせる。

$$\alpha_\mu = \sum_\nu a_\nu D^{(2)}_{\mu\nu}(\theta) \qquad (a_{\pm1} = 0\ ,\ a_2 = a_{-2})$$

(7.2a)は$a_{\pm2}=0$故軸対称な場合に相当している。一方奇核の式(7.1a)に於ては主軸を決める条件$a_{\pm1}=0$が満たされていない。この理由は次の様に解釈される。我々の理論で$a_{\pm1}$に対応するものは(7.1a)より角運動量を含む演算子である。しかもa_1とa_{-1}は互に交換しないから同時に対角化することは出来ず、従って通常の意味に於て慣性主軸を定めることは出来ない。ただ例外は(7.2a)のK=0バンドの様に内部角運動量が三成分とも零になる場合である。この様な主軸

のゆらぎの効果は(7.1a)より$\hat{\beta}_2^{(+)}$の値となって表われてくる。ξ_1の表式(6.5)を見ると丁度ξ_1は$\hat{\beta}_2^{(+)}$に比例した量になっていることがわかる。即ちこのゆらぎの効果は慣性能率に附加項ξ_1を生ずると伴にB(E2)にも単純な回転模型からのずれをも与えることが推測される。

7-2) B-Z理論[6]との比較.

§1でも触れた様に我々の理論とB-Z理論の主な相違点は次の二つである。(i) B-Z理論には我々の運動学的和則に相当するものが不明瞭である。(ii) B-Zは§2-3で述べた我々の基本的仮定の上に更にプラス型の対演算子の行列要素はマイナス型のそれより大きいという仮定を加えている。しかし奇核の場合この仮定が我々の運動学的和則と両立しないことは明らかである。実際我々の結果(4.7)は$\hat{B}^{(-)}_{JM}$の行列要素はプラス型のそれと同じオーダーであることを示している。勿論偶核の場合は我々の理論でも形式的に$I_0 \to 0$とおくことによってB-Z理論の結果と等しくなることがわかる。即ちB-Z

がつけ加えた仮定は偶核の場合にのみ成立する特殊なものにすぎないということが出来る。

§8. 結　論

我々は代数的アプローチ、即ち対演算子の力学的並びに運動学的和則を対相関をもった変形奇核に適用し、回転運動の微視的量子論を展開した。我々の理論は次の様な特徴を持っている。(i)系の回転不変性がいかなる段階でも保たれている。(ii)慣性主軸という巨視的(半古典的)概念を用いる必要がない。(iii)隣接偶核の知識(変形一体場等)も不必要である。これらの点はいづれもH-B理論と著るしい対照をなしている。そして一体場という考えにとって代る運動学的和則の有用性を明らかに示している。この様な我々の理論の利点から通常無視されて来た奇核のミグダル項に対してある一定の結論を与えた。しかもこの項がクランキング公式の中の通常の一粒子自由度からの寄与と同じオーダーの量であることに注目すると、もっと現実的

核に於てこの項の寄与を検討することは興味ある課題となってくるであろう。